Zur Kenntnis des Lambertschen Kosinusgesetzes.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

der

hohen philosophischen Fakultät der Kgl. Universität Breslau

vorgelegt

und mit ihrer Genehmigung veröffentlicht von

Gustav Gross.

Montag, den 20. März 1911, 11½ Uhr

im Musiksaale der Universität:

Vortrag:

Über die molekulare Struktur der Materie

und

Promotion.

Breslau 1911.

Druck von Grass, Barth & Comp. (W. Friedrich) in Breslau.

Gedruckt mit Genehmigung der hohen philosophischen Fakultät der Kgl. Universität Breslau.

Referent: Prof. Dr. Lummer.

Korreferent: Prof. Dr. Pringsheim.

Examen rigorosum: 22. Februar 1911.

Meinen Eltern

gewidmet

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543115_0163

Zur Kenntnis des Lambertschen Kosinusgesetzes.

Von

Gustav Gross.

Schon Euler[1]) legte sich gelegentlich seiner Untersuchungen über die Helligkeit der Planeten die Frage vor, ob ein strahlendes Flächenelement nach allen Richtungen hin gleich viel Energie aussende oder nicht. Er kommt dabei zu dem Resultate, daß die Emission für jeden Winkel, unter dem die Strahlen austreten, dieselbe sei. Dasselbe fand auch Laplace[2]). Beide Forscher nehmen als Quelle der Strahlung die geometrische Oberfläche des leuchtenden Körpers an. Diese Annahme ist unzulässig, da man eine mathematische Fläche nicht als Träger eines physikalischen Vorganges ansehen darf[3]). Zu einem anderen Resultate kam dann Lambert, der eigentliche Begründer der Photometrie.

Gleich in den ersten Kapiteln seiner „Photometria“[4]) stellt Lambert folgende s. Zt. zum Teil schon bekannte Sätze auf:

Denkt man sich zwei Flächenelemente, von denen das eine das andere beleuchtet, dann ist die Lichtmenge dE (Strahlenmenge), die vom ersten Elemente ausgegangen ist und dem zweiten Elemente mitgeteilt wird, proportional:

1. dem leuchtenden Elemente ds,
2. dem Kosinus des Ausstrahlungswinkels α[5]),
3. dem umgekehrten Quadrate der Entfernung r beider Elemente,
4. dem Kosinus des Einfallswinkels β[6]),
5. der Größe des beleuchteten Elementes $d\omega$,
6. einer Größe J (vis illuminans), die der Natur der leuchtenden Fläche Rechnung trägt.

---

[1]) Euler: Mémoires de l'Académie de Berlin. 1750. p. 223.

[2]) Laplace: Méc. cél. Tome IV Livre 10 Chap. 3 § 13.

[3]) cf. M. Planck: Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. § 4. Leipzig 1906.

[4]) J. H. Lambert: Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae. Augsburg 1760.

[5]) d. h. proportional dem Kosinus des Winkels, den der austretende Strahl mit der in diesem Punkte errichteten Senkrechten bildet. — Bei Lambert steht der „Sinus des Emanationswinkels“. Er versteht aber darunter den Winkel, den der austretende Strahl mit der Oberfläche bildet.

[6]) vgl. Anm. 5.

Mathematisch formuliert[1]) würden die Lambertschen Sätze also folgendermaßen lauten:

$$dE = ds \cdot \cos\alpha \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \cos\beta \cdot d\omega \cdot J$$

Dies ist die Form des Lambertschen Gesetzes, wie es wohl in den meisten Lehrbüchern der Optik ausgesprochen ist[2]).

Der zweite Satz, daß also die von einem Flächenelemente ausstrahlende, auf ein zweites auffallende Lichtmenge dem Kosinus des Ausstrahlungswinkels proportional sei, ist als der Hauptinhalt des Lambertschen Gesetzes zu betrachten. Lambert folgert diesen Satz aus der angeblichen „Tatsache", daß die Sonne als gleichmäßig hell leuchtende Scheibe erscheint. Er sagt darüber folgendes[3]): „Ita enim, qua late oculis patet corporis solaris superficies helioscopio armatis, aeque sane eam claram videri nemo est, que temere negabit."

Die Gleichheit der Helligkeit ist aber nur eine scheinbare[4]). Noch in demselben Jahre, in dem die Photometria erschien, veröffentlichte Bouguer[5]) Messungen, welche beweisen, „que la lumière du soleil n'est pas la même sur toute la surface de son disque".

Lambert sucht aber sein Gesetz noch in anderer Weise zu begründen. Er weist hin auf die Beobachtung, daß eine weiße Mauer bei gleichmäßig mit Wolken bedecktem Himmel die gleiche Helligkeit zu haben scheint, unter welchem Winkel man die Mauer auch betrachten möge. Diese Beobachtung ist in der Tat richtig: der Schluß, den Lambert daraus aber zieht, ist nur dann richtig, wenn die Mauer nach beiden Seiten hin unendlich weit ausgedehnt ist (vgl. event. auch in der Optik von O. Lummer den Abschnitt über die „Helligkeit gesehener Flächen und Punkte". § 181. p. 358 ff.).

Lambert gibt für seinen Satz auch einen theoretischen Beweis, der aber, wie schon Zöllner[6]) bemerkt, „nach dem heutigen Standpunkte der Wissenschaft nicht mehr genügt".

Auch der Versuch von Beer[7]), einen theoretischen Beweis für den Satz zu liefern, ist mißglückt.

Erst Zöllner[8]) gibt einen brauchbaren Beweis des Lambertschen Gesetzes für die Lichtemission selbstleuchtender Oberflächen. Er lehnt sich dabei an eine theoretische Arbeit von Fourier[1]) an. Experimentelle

[1]) Lambert selbst tut es noch nicht.

[2]) vgl. z. B. Optik von Otto Lummer. Braunschweig 1909. p. 19 ff.

[3]) Photometria § 73.

[4]) Zur genaueren Orientierung über diese Frage verweise ich auf die umfangreiche Darstellung in: E. Pringsheim, Physik der Sonne, p. 391 ff. Leipzig 1910.

[5]) Bouguer, Traité d'Optique, 1760, Bd. I § 12.

[6]) J. C. F. Zöllner: Photometrische Untersuchungen. Leipzig 1865. p. 10 ff.

[7]) Beer: Grundriß des photometrischen Kalküls. p. 6 u. ff.

[8]) l. c. p. 17.

Untersuchungen der strahlenden Wärme nämlich, die dieser anstellte, ergaben, daß die Intensität der Strahlung proportional dem Kosinus des Ausstrahlungswinkels ist. Zur theoretischen Begründung dieses Resultates nahm Fourier an, daß bei der Wärmestrahlung eines Körpers nicht nur die in der Oberfläche gelegenen Moleküle, sondern auch bis zu einer gewissen Tiefe hinein die unter der Oberfläche gelegenen Teilchen an der Strahlung mitwirken. Fourier sagt: „Nous avons soumis cette question au calcul, et l'analyse, que nous en avons faite, démontre que l'intensité du rayon est proportionelle au sinus[2] de l'angle que ce rayon fait avec l'élément de la surface."

Eine relativ einwandfreie Herleitung des Kosinusgesetzes für leuchtende Körper gibt dann Lommel[3].

Das Lambertsche Gesetz ist auch in neuerer Zeit vielfach Gegenstand experimenteller Untersuchungen gewesen und zwar in bezug auf seine Gültigkeit sowohl für Licht- als auch für Wärmestrahlung.

Für Lichtstrahlen ist das Kosinusgesetz oft geprüft worden. Die experimentellen Untersuhhungen von Kononowitsch[4], Seeliger[5], Messerschmidt[6], Chwolson[7] und anderen ergaben die Ungültigkeit des Gesetzes. Alle diese Untersuchungen aber erstrecken sich auf die Strahlung von nicht selbst leuchtenden Flächen, sondern von diffus reflektierenden Platten, die aber noch zum Teil spiegelnd sind. Diese „unreinen" Versuchsbedingungen erklären vollständig die Abweichung vom Gesetz, welches streng nur für absolut diffus reflektierende Flächen gilt. Besonders bemerkenswert sind die Untersuchungen von W. Möller[8] für Selbstleuchter und von H. Wright[9] für völlig matte diffus reflektierende Platten.

Möller photometriert einen glühenden Platinstreifen unter verschiedenen Ausstrahlungswinkeln und kommt zu dem Resultate, „daß nach seinen Versuchen das Lambertsche Lichtemanationsgesetz als empirisch nachgewiesen zu betrachten sei."[10]

H. Wright spricht das Resultat seiner diesbezüglichen Messungen folgendermaßen aus: „Das Lambertsche Emanationsgesetz gilt für völlig matte Substanzen (Pulver) ganz allgemein vollständig streng".

---

1) Fourier: Ann. de chim. et de phys. 4 p. 128, 1817.

2) d. h. also: mit dem Kosinus des Ausstrahlungswinkels.

3) E. Lommel: Ann. der Phys. Bd. 10, 1880, p. 449 ff., Bd. 36, 1889, p. 473 ff.

4) A. Kononowitsch: Fortschritte der Physik. 1881, 2, p. 481. Schriften der neuruss. (Kiew) Universität XXII, 107.

5) H. Seeliger: Vierteljahresschriften der astron. Gesellschaft. 20. Heft. 4 1885. p. 267. 21. Heft. 3 1886, p. 216.

6) Messerschmidt: Wied. Ann. 34 1884, p. 867.

7) Chwolson: Fortschritte der Physik, 42, 2. 1886, p. 85. Beiblätter 11 p. 149.

8) W. Möller: Ann. d. Phys. 24. 1885, p. 266.

9) H. Wright: Ann. d. Phys. 41. 1900, p. 17 ff.

10) Bei einer Wiederholung der Möllerschen Versuche konnte ich dieses Resultat voll bestätigen.

Für Wärmestrahlen ist das Kosinusgesetz ebenfalls häufig auf seine Gültigkeit hin untersucht worden. Leslie[1]) mißt mit einem Differential-Thermometer die Strahlung einer glühenden Fläche. Er gibt zwar keine Zahlen an, sagt aber, daß er für sehr große Ausstrahlungswinkel Abweichungen von 5—10 % erhalten habe, Abweichungen, die er auf Versuchsfehler zurückführt. Auch Melloni[2]) gibt keine Zahlen an, doch er sagt, daß sich das Kosinusgesetz „in allen Fällen bestätigt, wie man sich leicht überzeugt".

Provostaye et Desains[3]), Macquenne[4]), Godard[5]) und Hutchins[6]) finden sämtlich die Gültigkeit des Kosinusgesetzes.

Nur Ångström[7]) glaubt die Ungültigkeit des Lambertschen Gesetzes nachgewiesen zu haben, muß aber später selbst prinzipielle Versuchsfehler zugeben. Nach Lommel[8]) gilt das Kosinusgesetz nur für undurchsichtige glühende Körper: „für Selbstleuchter, die für Licht durchlässig sind, wie z. B. Flammen, gilt das Kosinusgesetz nicht".

Die Lommelschen diesbezüglichen Resultate und Ableitungen scheinen übrigens wenig bekannt geworden zu sein, was vielleicht an dem Titel (Über Fluoreszenz) der betreffenden Arbeit liegt.

Auch die von Helmholtz im VI. Bande seiner Vorlesungen (herausgegeben von F. Richarz) gegebene Ableitung zeigt implicite, daß das Kosinusgesetz jedenfalls nur unter bestimmten Voraussetzungen und keinesfalls für jeden beliebigen strahlenden Körper Geltung haben kann. Er gewinnt das Lambertsche Gesetz nämlich unter der Voraussetzung, daß der strahlende Körper seitlich unendlich ausgedehnt und unendlich dick ist, d. h. also, alles absorbiert und daß außerdem die Strahlen bei dem Austritte an der Oberfläche keine Reflexionsverluste erleiden. In moderner Ausdrucksweise[9]) würde das besagen, daß nur ein „absolut schwarzer Körper" (Absorptionsvermögen 1, Reflexionsvermögen 0) dem Lambertschen Gesetze genügen kann. Da nun die in der Natur vorkommenden Körper in Wirklichkeit niemals „absolut schwarz" sind, so liegt die Frage nahe, welche Form das Ausstrahlungsgesetz für gewisse in der Natur realisierbare Strahler annimmt.

---

[1]) Leslie: An experimental inquiry into the nature of heat. p. 67. 1804.

[2]) Melloni: Ann. d. Phys. 65. 1845. p. 115.

[3]) F. de la Provostaye et P. Desains: Pogg. Ann. 74. 1849. p. 147 ff. Ann. chim. et Phys. 34. p. 192 ff. 1852.

[4]) Macquenne: Thèses présentés à la Faculté des Sciences de Paris. 1880.

[5]) L. Godard: Journal de Physique. II, 7 p. 435 ff. 1888.

[6]) C. C. Hutchins: American Journal of Science Nov. 1898.

[7]) Knut Angström: Ann. d. Phys. 26. 1885. p. 253 ff. Beibl. 12 p. 197 1888.

[8]) l. c.

[9]) vgl. p. 5 Anm. 1.

Diese Frage ist in jüngster Zeit von O. Lummer und F. Reiche[1]) behandelt worden. Und zwar ziehen die Autoren nur gasförmige Strahler in den Kreis ihrer Betrachtungen. Sie nehmen deshalb gasförmige Strahler, weil bei diesen das Reflexionsvermögen zu vernachlässigen ist und durch genügende Schichtdicke das Absorptionsvermögen gleich 1 gemacht werden kann. Solche Strahler kann man also in beliebiger Annäherung „schwarz" machen.

Auf eine Anregung von Herrn Professor Lummer hin habe ich mich mit derselben Frage beschäftigt und das verallgemeinerte Lambertsche Strahlungsgesetz vor allem einer genaueren experimentellen Untersuchung unterzogen.

Zum leichteren Verständnis gebe ich zunächst kurz eine theoretische Herleitung der Strahlungsformel, um dann in den nächsten Paragraphen über meine experimentellen Ergebnisse zu berichten.

SS (Fig. 1) sei eine seitlich unendlich ausgedehnte strahlende Schicht von der endlichen Dicke D und ds sei ein Element der Oberfläche. dω

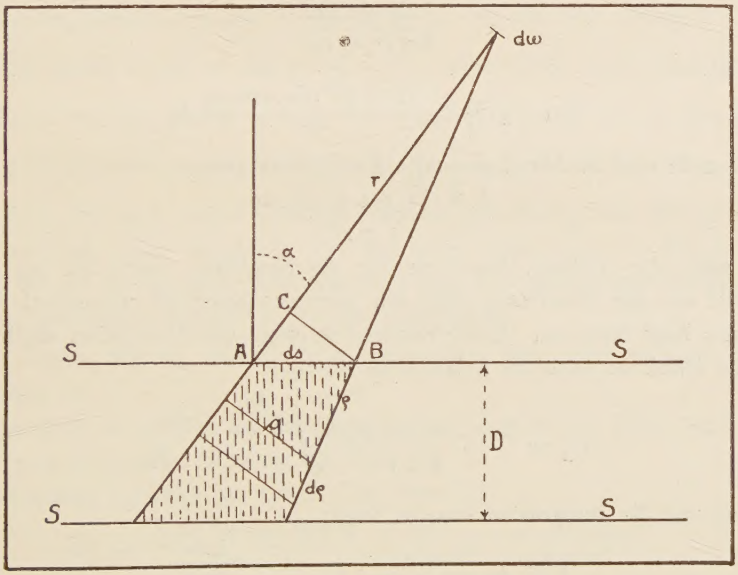


Fig. 1.

sei das bestrahlte Flächenelement. Seine Dimensionen seien klein gegen seinen Abstand r von ds. Dann kann das ihm zugesandte Strahlenbündel als ein Kegel betrachtet werden, dessen Spitze in dω liegt, und dessen Mantel aus dem strahlenden Körper das Element ds ausschneidet. Alle leuchtenden Gebilde dieses Kegels im Innern (schraffiert) der Schicht liefern

[1]) O. Lummer und Fritz Reiche: Ann. d. Phys. IV, Bd. 33, 1910.

einen Beitrag zu der nach $d\omega$ gelangenden Strahlung; es ist aber zu berücksichtigen, daß die aus dem Innern des Körpers kommende Strahlung eine gewisse Absorption erleidet, ehe sie bis zur Oberfläche gedrungen ist. Die Reflexion der aus dem Innern der Schicht kommenden Strahlen an der Oberfläche wird vernachlässigt, da wir ein strahlendes Gas annehmen. Zur Berechnung der Strahlungsmenge betrachten wir ein Volumenelement $d\tau$ des Strahlungskegels zwischen zwei zur Kegelachse senkrechten Querschnitten q, die im Abstande ρ und $\rho + d\rho$ von ds im Innern des strahlenden Körpers liegen. Die strahlende Schicht bestehe aus einzelnen strahlenden Dipolen, deren Anzahl pro Volumeneinheit sehr groß und gleich N sei. Dann ist die im Volumenelement enthaltene Zahl der Moleküle gleich $N \cdot d\tau$. Die Dipole liegen ungeordnet, so daß keine Strahlungsrichtung bevorzugt sei.

Sei J die von einem Dipol nach allen Richtungen hin gleichmäßig sich ausbreitende Energie, dann ist die von $d\tau$ (das $N \cdot d\tau$ Dipole enthält) nach allen Richtungen hin ausgetrahlte Energie $J \cdot N \cdot d\tau$ und die von $d\tau$ frei nach $d\omega$ gesandte Strahlungsenergie ist:

$$\frac{J \cdot N \cdot d\tau \cdot d\omega}{4\pi (r+\rho)^2}$$

Nun ist:

$$d\tau = q \cdot d\rho = \frac{(r+\rho)^2 \cdot ds \cdot \cos\alpha}{r^2} \cdot d\rho$$

Die von $d\tau$ nach $d\omega$ frei gesandte Energie ist also

$$\frac{J \cdot N \cdot ds \cdot \cos\alpha \cdot d\omega \cdot d\rho}{4\pi r^2}$$

Dies wäre der richtige Ausdruck für die Strahlung, wenn bis zu ihrem Austritt aus der Oberfläche nicht ein gewisser Bruchteil absorbiert würde. Nur der Rest tritt aus. Unter Berücksichtigung der Absorption ergibt sich für die durch ds nach $d\omega$ gelangende Energie

$$E_\alpha = \frac{J \cdot N \cdot ds \cdot \cos\alpha \cdot d\omega}{4\pi r^2} \int_0^{\frac{D}{\cos\alpha}} e^{-k\rho} \cdot d\rho$$

Führen wir die Integration aus, so folgt:

$$E_\alpha = \frac{J \cdot N \cdot ds \cdot \cos\alpha \cdot d\omega}{4\pi r^2 k} \cdot \left[1 - e^{-\frac{k \cdot D}{\cos\alpha}}\right] \ldots (1).$$

wobei

$$k = \frac{4\pi n \varkappa}{\lambda}$$

Hierin bedeutet k den Absorptionskoeffizienten, n den Brechungsquotienten der strahlenden Schicht gegen Luft, $\varkappa$ den Extinktionskoeffizienten, λ die Wellenlänge.

Gleichung (1) stellt das gesuchte Strahlungsgesetz eines absorbierenden Gases von endlicher Dicke dar. Dieses Gesetz ist bereits in der oben erwähnten Arbeit von Lommel aufgestellt und in seinen zwei wichtigsten Spezialfällen diskutiert worden.

I. Nimmt man, wie es Helmholtz[1]) tut, die Grenzen der Integration zwischen 0 und ∞, d. h. $D = \infty$, so kommt man sofort zum Lambertschen Gesetz:

$$E_\alpha = \frac{J.N.ds.d\omega.\cos\alpha}{4\pi r^2 k}$$

Es ist wohl zu beachten, daß man mit Hilfe von Gleichung (1) zum Lambertschen Gesetz schon kommt, wenn das Produkt $k.D = \infty$ ist.

Experimentell wird sich das Lambertsche Gesetz sogar schon ergeben, wenn k.D sehr groß ist[2]). Kennt man also den Absorptionskoeffizienten k einer Substanz, so läßt sich eine Schichtdicke D angeben, für welche ihre Strahlung eine beliebig kleine Abweichung vom Kosinusgesetz zeigt. Der Ausdruck $e^{-\frac{k.D}{\cos\alpha}}$ bedeutet das Durchlässigkeitsvermögen einer Schicht von der Dicke D/cos α; ist nun die effektive Dicke k.D sehr groß, so ist es erst recht $\frac{k.D}{\cos\alpha}$, und somit wird das Durchlässigkeitsvermögen gleich 0, d. h. die strahlende Schicht ist so groß, daß die von Volumenelementen im Abstande $\frac{k.D}{\cos\alpha}$ ausgesandte Strahlung nicht mehr durch ds nach außen gelangt. Eine Vergrößerung der Schichtdicke ruft also dann keine Steigerung der Strahlung mehr hervor. Die Schicht besitzt für die betreffende Wellenlänge somit die Strahlungsintensität des „absolut schwarzen Körpers" gleicher Temperatur.

II. Gehen wir zu dem anderen Extremfalle über, daß nämlich $\frac{k.D}{\cos\alpha}$ sehr klein ist.

Bei nicht zu großen Strahlungswinkeln α ist dies der Fall, wenn die effektive Dicke k.D genügend klein ist.

Gleichung (1) geht für diesen Fall über in:

$$E_\alpha = \frac{J.N.ds.d\omega.\cos\alpha}{4\pi r^2 k} \cdot \frac{k.D}{\cos\alpha} = \frac{J.N.ds.d\omega.D}{4\pi r^2}$$

d. h. bei einer Schichtdicke D, bei welcher das Produkt k.D sehr kleine Werte hat, ist mit Ausschluß großer Ausstrahlungswinkel die Strahlungsenergie pro Flächenelement von der Ausstrahlungsrichtung unabhängig.

---

[1]) l. c. p. 150 ff.

[2]) Da es hierbei also nicht nur auf die Schichtdicke D ankommt, sondern auf das Produkt k.D, so wollen wir, einer Analogie aus der Optik folgend, von nun an dieses Produkt als die „effektive Dicke" bezeichnen.

III. Für alle zwischen diesen beiden Extremfällen liegenden Werte von $\frac{k \cdot D}{\cos \alpha}$ stellt Gleichung (1) das allgemeine Gesetz dar für die Abhängigkeit der Ausstrahlung vom Winkel.

Um die Gültigkeit des Gesetzes in einem konkreten Falle zu prüfen, sind aber gewisse experimentelle Daten erforderlich. Deshalb will ich zunächst berichten über die Versuche, die ich mit einer strahlenden Gasschicht angestellt habe.

Versuche.

A. Versuchsanordnung.

Die Strahlung der emittierenden Schicht SS (Fig. 2) fällt nach Passieren der Blende 00 auf den vorderseitig versilberten Hohlspiegel H_1

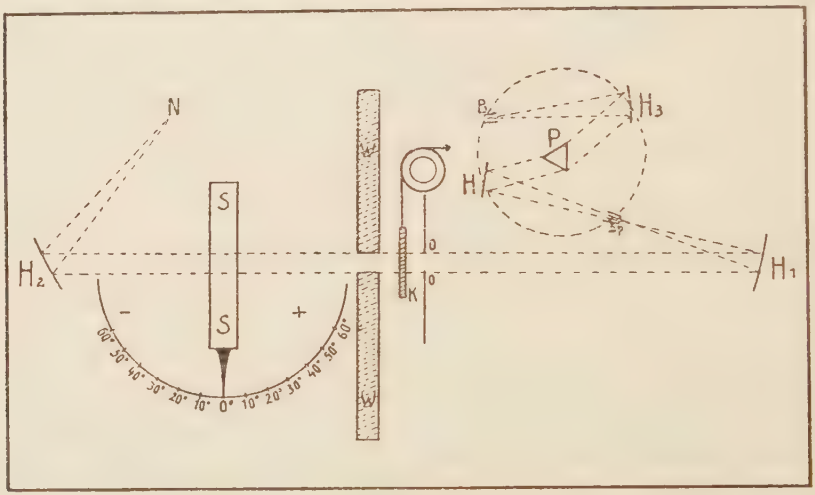


Fig. 2.

und wird von diesem auf dem Kollimatorspalt Sp eines von Schmidt und Haensch gelieferten Spiegelspektrometers konzentriert. Der Spalt Sp befindet sich in der Brennebene des Hohlspiegels H, so daß die von Sp ausgehenden Strahlen von H parallel gemacht werden. Sie durchsetzen dann das Flußspat-Prisma P und treffen auf den Hohlspiegel H_3, durch welchen sie auf dem in seiner Brennebene befindlichen Bolometerstreifen wieder vereinigt werden. Die ebenfalls vorderseitig versilberten Spiegel H und H_3 hatten eine Brennweite von 36 cm und einen Durchmesser von 4 cm. Das Flußspatprisma hatte einen brechenden Winkel von 60° 12′ 45″ und eine nutzbare Fläche von 2,3 . 3 cm. Die Blende 00 war so gewählt, daß die Fläche des Prismas ganz ausgefüllt war. 00 war durch eine wassergespülte Klappe K verschlossen, die vom Beobachtungsplatze aus hochgezogen werden konnte.

Die Spalthöhe betrug 1 cm, die Spaltbreite wurde gleich der Breite des Bolometerstreifens gemacht.

Das benutzte Bolometer war ein Linear-Vacuumbolometer, wie es von Herrn Buchwald konstruiert worden ist. (Wegen der Einzelheiten der Konstruktion usw. siehe E. Buchwald, Inaug.-Diss. 1910 Breslau.)

Der Bolometerstreifen hatte eine Breite von 0,15 mm und eine wirksame Streifenlänge von 12 mm. Sein Widerstand nebst Zuleitung war 10,9 Ohm bei 18° Zimmertemperatur. Zum Auspumpen benutzte ich eine Sprengelsche Hg-Pumpe die im Verein mit einem Mac Leodschen Manometer dauernd an das Bolometergefäß angeschmolzen war. Durch Einschalten einiger Kundtscher Federn war es möglich, die im Verlaufe der Messungen notwendigen Verrückungen des Bolometers vorzunehmen. Die Vorzüge (größere Empfindlichkeit) des Vacuumbolometers vor dem Luftbolometer haben Warburg, Leithäuser und Johanson[1]) theoretisch und experimentell dargetan. Da zur Erzielung sehr großer Empfindlichkeit des Bolometers (wie ich sie bei meinen Messungen brauchte) ein Vacuum von mindestens $2 \cdot 10^{-4}$ mm Hg-Druck nötig ist, so machte sich das bei diesem Vacuum leider sehr häufige Zerspringen des Fallrohres recht störend bemerkbar. Im späteren Verlauf meiner Arbeit stand mir dann eine Gäde-Pumpe zur Verfügung, die sich vorzüglich bewährte. Jedenfalls war es mir nunmehr möglich, das zu den Versuchen unbedingt nötige konstante Vacuum herzustellen. Der wirksame Bolometerstreifen und ein ganz gleich beschaffener zweiter (aber nicht bestrahlter) bilden zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brückenordnung. Den dritten und vierten stellte ein 16 cm langer Brückendraht aus Platin mit mikrometrisch verschiebbarem Quecksilberkontakt dar, zu dem rechts und links so viel Widerstand hinzugeschaltet war, daß der aller vier Zweige nahezu der gleiche war. Dann hat die Wheatstonesche Brückenordnung bekanntlich die größte Empfindlichkeit. An die Enden der „Brücke“ waren die zum Galvanometer führenden Zuleitungen, an die Brückenmitte und an die Verbindungsstelle der Bolometerstreifen waren die Zuleitungen zu dem stromliefernden Akkumulator gelegt. Hinter dem Akkumulator und im Galvanometerkreise befanden sich je ein Rheostat, um die jeweilig gewünschte Empfindlichkeit durch Schalten von Widerstand herstellen zu können. Das Du Bois-Rubensche Panzergalvanometer hatte bei hintereinander geschalteten Spulen einen Widerstand von 10,1 Ohm und bei 2 m Skalenabstand eine Empfindlichkeit von etwa $2 \cdot 10^{-9}$ Amp. pro Skalenteil.

Als strahlende Schicht diente die nichtleuchtende Flamme eines in großen Dimensionen nach Art des Bec Méker ausgeführten Gasbrenners. Der Méker-Brenner ist eine in Paris angefertigte neue und sehr glücklich gewählte Form des Bunsenbrenners.

---

1) E. Warburg, G. Leithäuser und Ed. Johanson: Ann. d. Phys. 24, p. 25, 1907.

Die Konstruktion des von mir benutzten (nach Angaben der Herren Lummer und Reiche) konstruierten Brenners geht aus den Fig. 3 und 4 hervor.

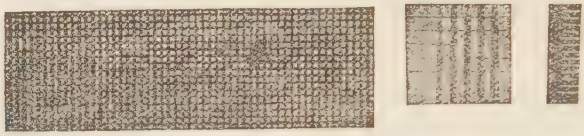


Fig. 3.

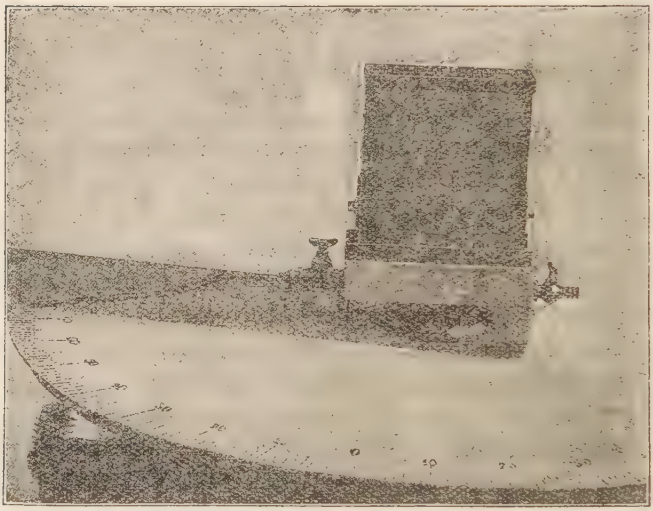


Fig. 4.

Dem von beiden Seiten gespeisten Gaszuleitungsrohre (Fig. 4) von ca. $1^1/_2$ cm² Querschnitt entströmt das Gas durch eine große Anzahl von oben eingebohrten Löchern und gelangt in den unten ganz offenen Blechkasten. Der Abstand des Kastens vom Zuleitungsrohre kann variiert werden, um das geeignete Gasluftgemisch herzustellen. Die Gaszufuhr wird durch die beiden Hähne reguliert. Der Kasten hat eine rechteckige Ausströmungsöffnung von 5 . 16 cm Querschnitt, in welcher sich eine große Anzahl rostartig angeordneter Nickelplatten von ca. 4 cm Höhe befinden (s. Fig. 3). Dadurch wird eine starke Luftzufuhr herbeigeführt. Nach Entzünden der Flamme werden die Hähne soweit abgedrosselt, bis sich der Brennerplatte ein 2—3 mm hoher blaugrüner Saum fest anschmiegt. Dann ist der beim Bunsenbrenner zu beobachtende dunkle Kegel verschwunden, und die entstandene strahlende Schicht hat eine überall nahezu gleiche Strahlungsintensität. Sie hat in ihrer äußeren Form die Gestalt einer Platte von ca. 15 cm Länge, ca. 4 cm Breite und ca. 7 cm Höhe, so daß die von Lummer und Reiche gebrauchte abkürzende Bezeichnung „Bunsenplatte“ recht zutreffend ist.

Nachdem die beiden Hähne einmal für die günstigste Gaszufuhr einreguliert waren, wurde an ihnen während sämtlicher Messungen nichts mehr geändert. Der Brenner wurde vielmehr mit Gas gespeist resp. abgestellt durch volles Öffnen resp. Schließen eines Haupthahnes. Auf diese Weise hatte ich bei allen meinen Messungen stets dieselben Dimensionen der strahlenden Schicht.

Um die gesamte Meßvorrichtung gegen die starke Strahlung der Bunsenplatte zu schützen war bei WW ein ca. $1^1/_2$ m² großer, dauernd mit Wasser gespülter Trog aus Metall mit geeigneter Öffnung aufgestellt und seitlich noch durch Asbest- und Holzplatten erweitert. Außerdem befand sich die Bunsenplatte in einem Asbestgehäuse mit Schornstein, durch den die Verbrennungsgase aus dem Zimmer entfernt wurden. Alle Drähte und ganz besonders die Kontaktstellen waren gegen Temperaturschwankungen infolge konvektiver oder strahlender Wärme durch Einpacken in Watte, Zinkfolie und Holzkästen sorgfältigst geschützt. Während einer ganzen Messungsreihe blieb ich dauernd am Beobachtungsplatze sitzen, um in unmittelbarer Nähe des Meßapparates jede Luftströmnng zu vermeiden. Bei den Einstellungen waren mir zuerst Herr Oberlehrer Schulz und dann Fräulein cand. phil. H. Kohn in liebenswürdiger Weise behilflich, wofür ich ihnen auch an dieser Stelle bestens danken möchte. Die Messungen wurden größtenteils nach 11 Uhr abends ausgeführt, weil während der Nacht das Galvanometer erfahrungsgemäß am ruhigsten stand und vor allem keine störenden Gasdruckschwankungen in der Leitung mehr auftraten.

Die Bunsenplatte konnte auf einem Teilkreise um ihre vertikale Achse meßbar von 5 zu 5° gedreht werden (s. Fig. 4). Bei den gewählten Dimensionen waren Blende 00 usw. noch voll ausgefüllt, wenn die Platte aus der Nullstellung, in der sie die Breitseite der Blende zukehrte, um einen Winkel von $\pm$ 60° gedreht wurde.

Ich berichte in den folgenden Teilen über meine Messungen und Resultate.

B. Messungen.

Die Messungen nahmen folgenden Verlauf: Nachdem das Prisma in die Minimumstellung für Na-Licht eingestellt war, wurde der Bolometerstreifen okular auf die D-Linien eingestellt (Nullstellung). Bringt man ihn nun an irgend eine Stelle des Spektrums, so ist seine Lage durch den am Teilkreise des Spektrometers ablesbaren Winkelabstand von der Nullstellung charakterisiert. Die jeweilige zu einem bestimmten Winkelabstande von der Nullstellung gehörige Wellenlänge wurde mit Hilfe der von Paschen[1]) aufgestellten Dispersionstabellen für Flußspat berechnet.

Dadurch, daß man die Strahlung der Bunsenplatte spektral zerlegt, ist es möglich, das Strahlungsgesetz getrennt für die beiden im Bunsenbrenner

[1]) F. Paschen: Ann. d. Phys. 44. p. 299. 1900.

hauptsächlich strahlenden Gase Kohlensäure und Wasserdampf zu verfolgen und auch den Verlauf innerhalb einer Bande zu untersuchen.

Ich bestimmte zunächst die Lage der Kohlensäure- und Wasserdampfbande, indem ich den Bolometerstreifen von Minute zu Minute durch das Spektrum hindurchführte. Die Messungen sind in Figur 5 graphisch dargestellt. Als Abszissen sind die Spektrometereinstellungen und als Ordi-

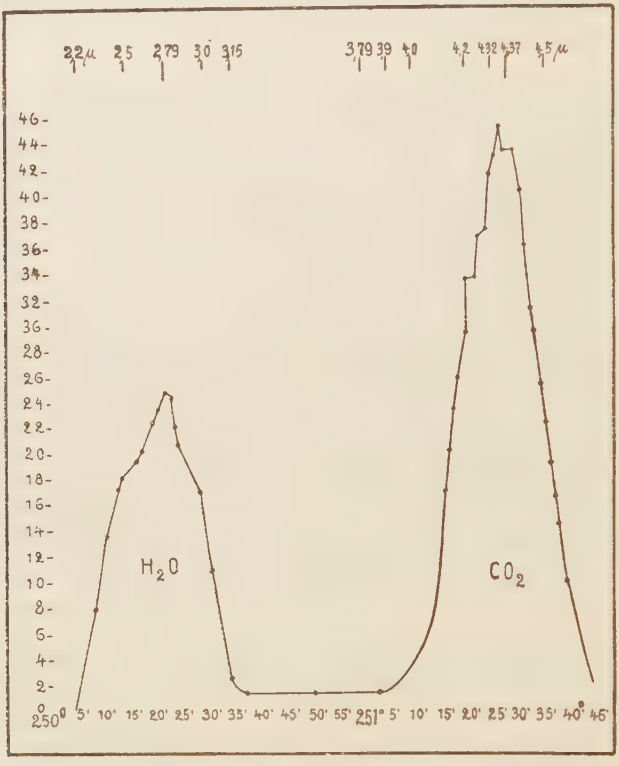


Fig. 5.

naten die Ausschläge des Galvanometers in Skalenteilen aufgetragen. Ich möchte schon hier besonders darauf hinweisen, daß dieser Kurve keine generelle Bedeutung zukommt. Je nach der „Schwärze" der strahlenden Schicht wird die Kurve höher oder flacher sein, die Gestalt der Kurve ist beeinflußt von der Breite des Bolometers, und auch das Maximum wird nicht immer bei genau derselben Wellenlänge liegen. Die Lage des Maximums variiert nach den Versuchen von Paschen[1]) mit der Temperatur der Strahlungsquelle nnd zwar fand Paschen die von ihm unaufgeklärt gelassene Tatsache, daß das Maximum der Emission sich mit steigender Temperatur der Strahlungsquelle nach den langen Wellen hin

[1]) F. Paschen: Ann. 50. 1893. p. 409 ff.

verschiebt[1]). So fand Paschen[2]) z. B., daß das Maximum der Emission des Bunsenbrenners sich um ca. 80 $\mu\mu$ verschiebt gegen das Maximum der von demselben Brenner aufsteigenden weniger heißen Flammengase. Aus diesen Gründen und unter Berücksichtigung der relativ sehr geringen Breite des von mir benutzten Bolometerstreifens habe ich auch an den einzelnen Messungen nicht die von Runge angegebene Reduktion auf unendlich schmalen Spalt angebracht[3]).

Wie aus der Figur ersichtlich und wie ja auch lange bekannt, nehmen die Kohlensäure-, sowie die Wasserdampfbande einen relativ breiten Wellenlängenbezirk im Spektrum ein. Aus diesem Grunde, und weil außerdem der von mir benutzte Bolometerstreifen nur ca. 1′ 30″ breit war, lag der Gedanke nahe, das Strahlungsgesetz nicht nur im Maximum, sondern auch an einigen anderen Stellen der Bande auf seine Gültigkeit hin zu untersuchen. Dabei waren von vornherein interessante Resultate zu erwarten. Indem man nämlich das Bolometer an verschiedene Stellen der Bande bringt, teilt man die strahlende Kohlensäureschicht gewissermaßen in eine Reihe von einzelnen Individuen von verschiedener effektiver Dicke, die vom Emissionsmaximum aus nach beiden Seiten hin immer weniger „schwarz“ strahlen, deren Absorptionsvermögen also von der Mitte zum Rande immer kleiner werden muß. Es ist als ein besonderer Vorzug der Methode zu bezeichnen, daß man hier aus so einfachen Emissionsmessungen Schlüsse auf die Absorption ziehen kann. Ich berichte daher im folgenden Paragraphen über die Ergebnisse der Untersuchung an den verschiedenen Stellen

a. der Kohlensäurebande,
b. der Wasserdampfbande.

C. Beobachtungsresultate.

a. Kohlensäure.

Die Strahlungsmessungen wurden für die verschiedenen Strahlungswinkel

$$0°,\ \pm 10°,\ \pm 20°,\ \pm 30°,\ \pm 40°,\ \pm 50°,\ \pm 60°$$

ausgeführt. Strahlungswinkel größer als 60° konnten wegen der geringen Breite der Bunsenplatte nicht untersucht werden. Zwischen den Plus- und Minuswerten eines jeden Winkels wurde die Strahlung bei 0° gemessen (die von mir angeführten Zahlen sind das Mittel aus fast durchweg je 10 Messungen für die betreffende Stelle.)

Als Beispiele sind in der folgenden Tabelle die Einzelausschläge in Skalenteilen für den Strahlungswinkel 60° zusammengestellt und zwar in der Reihenfolge der Messung $+ 60°$, $0°$, $- 60°$.

---

[1]) Eine Erklärung dieser Tatsache würde sich ergeben, wenn man eine Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur annimmt.

[2]) l. c. p. 440, 443.

[3]) vgl. auch Teil II. § 3.

Tab. I.

+ 60°	0°	— 60°
39.4	23.9	39.3
39.3	24.0	39.0
38.9	24.1	39.7
39.0	24.0	39.0
39.4	23.8	39.2
38.9	23.8	39.3
39.4	23.7	39.4
39.2	24.0	39.4
39.3	24.0	39.4
39.2	24.0	39.3
Mittel 39.2	23.9	39.3

In Tabelle II sind die Mittelwerte der Plus- und Minuswerte für die einzelnen Ausstrahlungswinkel zusammengestellt.

Tabelle II.

10°		20°		30°		40°		50°		60°	
+	—	+	—	+	—	+	—	+	—	+	—
24.1	24.2	25.0	25.3	26.9	27.0	29.9	31.0	33.5	33.5	39.2	39.3

Aus den Mittelwerten für die Winkel + und — ersieht man, daß die Bunsenplatte so gleichmäßig strahlte und so gut justiert war, daß man unbedenklich aus den Plus- und Minuswerten wiederum den Mittelwert bilden konnte. In Tabelle III sind demnach die so gewonnenen Mittelwerte angegeben.

Tabelle III.

0°	23.7
± 10°	24.1
± 20°	25.1
± 30°	26.9
± 40°	29.9
± 50°	33.5
± 60°	39.2

Zur Berechnung gehen wir aus von der Gleichung (1):

$$E_\alpha = \frac{J.N.ds.d\omega.\cos\alpha}{4\pi r^2 k} \cdot \left[1 - e^{-\frac{k.D}{\cos\alpha}}\right],$$

worin J, N und k Konstanten der emittierenden Substanz sind. Infolge der Versuchsanordnung sind auch ds . cos α, dω und r konstant, so daß wir Gleichung (1) in folgender Form schreiben können:

$$E_\alpha = \text{Konst.} \left[1 - e^{-\frac{k.D}{\cos\alpha}}\right].$$

Mit Hilfe dieser Gleichung können wir relative Werte $E\alpha/E_0$ berechnen, wenn wir k . D kennen. Diese Größe läßt sich aber aus den Messungen für 2 verschiedene Winkel berechnen. Aus leicht ersichtlichem Grunde wählen wir hierzu die Winkel 60° und 0°. Es ist

$$E_\alpha = C.\left[1 - e^{-\frac{k.D}{\cos\alpha}}\right] \qquad (2)$$

demnach

$$\frac{E\alpha}{E_0} = \frac{1 - e^{-\frac{k.D}{\cos\alpha}}}{1 - e^{-k.D}} \qquad (2a)$$

und somit

$$\frac{E_{60}}{E_0} = \frac{1 - e^{-2k.D}}{1 - e^{-k.D}} = 1 + e^{-k.D} \qquad (2b)$$

Unter Zugrundelegung der in Tab. III angeführten Werte für 60° und 0° erhalten wir

$$\frac{E_{60}}{E_0} = \frac{39.2}{23.7} = 1.65 = 1 + e^{-k.D}$$

Hieraus ergibt sich

$$e^{-k.D} = 0.65. \qquad (3)$$

Daraus folgt für k . D ≅ 0,4, und da D ≅ 4 cm, so ist k ≅ 0,1. Ferner ergibt sich aus Gleichung (3) das Absorptionsvermögen der Kohlensäure platte von der Dicke D in %

$$A_D = 100\left(1 - e^{-k.D}\right) = 35\ \%. \qquad (4)$$

Mit Hilfe von (2a) können wir nunmehr die relativen Werte von $E\alpha/E_0$ berechnen. Die Berechnung ist unter Benutzung der für E_{60} und E_0 beobachteten Werte durchgeführt und in Tab. IV niedergelegt.

Tab. IV. 251° 26′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.65	—	—
50°	1.41	1.40	0.01
40°	1.26	1.23	0.03
30°	1.13	1.12	0.01
20°	1.06	1.05	0.01
10°	1.02	1.01	0.01

Selbstabsorption: 35 %.

Das Gesetz wurde dann noch an einigen anderen Stellen der CO_2-Bande geprüft. Die Beobachtungsresultate sind in den Tab. V—XII dargestellt.

Tab. V. 251° 27′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.66	—	—
50°	1.40	1.40	0.00
40°	1.24	1.23	0.01
30°	1.14	1.12	0.02
20°	1.05	1.05	0.00
10°	1.01	1.00	0.01

Selbstabsorption: 34 %.

Tab. VI. 251° 24′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.64	—	—
50°	1.40	1.39	0.01
40°	1.24	1.23	0.01
30°	1.12	1.12	0.00
20°	1.06	1.05	0.01
10°	1.01	1.01	0.00

Selbstabsorption: 36 %.

Tab. VII. 251° 23′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1,65	—	—
50°	1.40	1.40	0.00
40°	1.20	1.23	0.03
30°	1.13	1.12	0.01
20°	1.05	1.05	0.00
10°	1.02	1.01	0.01

Selbstabsorption 35 %.

Tab. VIII. 251° 22′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.66	—	—
50°	1.39	1.40	0.01
40°	1.25	1.23	0,02
30°	1.14	1.12	0.02
20°	1.05	1.05	0.00
10°	1.01	1.00	0.01

Selbstabsorption 34 %.

Tab. IX. 251° 21′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.64	—	—
50°	1.39	1.39	0.00
40°	1.21	1.23	0.02
30°	1.11	1.12	0.01
20°	1.03	1.05	0.02
10°	1.00	1.01	0.01

Selbstabsorption 36 %.

Tab. X. 251° 20′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.70	—	—
50°	1.40	1.42	0.02
40°	1.22	1.24	0.02
30°	1.10	1.13	0.03
20°	1.04	1.02	0.02
10°	1.00	1.01	0.01

Selbstabsorption 30 %.

Tab. XI. 251° 16′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.85	—	—
50°	1.50	1.49	0.01
40°	1.29	1.27	0.02
30°	1.18	1.15	0.03
20°	1.02	1.06	0.04
10°	1.01	1.02	0.01

Selbstabsorption 15 %.

Tab. XII. 251° 28′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.70	—	—
50°	1.40	1.42	0.02
40°	1.22	1.24	0.02
30°	1.10	1.13	0.03
20°	1.01	1.02	0.01
10°	1.00	1.01	0.01

Selbstabsorption 30 %.

Tab. XIII. 251° 28′ 10″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.70	—	—
50°	1.42	1.42	0.00
40°	1.24	1.24	0.00
30°	1.14	1.13	0.01
20°	1.07	1.02	0.05 (?)
10°	1.02	1.01	0.01

Selbstabsorption 30 %.

Ein Vergleich der beobachteten und berechneten Werte ergibt, daß das Strahlungsgesetz an allen von mir gemessenen Stellen der CO_2-Bande in recht guter Übereinstimmung mit dem Experiment steht.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, wenn wir an Hand der im Vorstehenden gewonnenen Resultate die auf den Seiten 7 und 8 diskutierten drei Fälle noch einmal näher betrachten.

I. Es sei die effektive Dicke $k \cdot D = \infty$.

Dafür liefert Gleichung (1) unmittelbar das Lambertsche Gesetz:

$$E_\alpha = \frac{J \cdot N \cdot ds \cdot d\omega \cdot \cos \alpha}{4 \pi r^2 k}$$

Infolge der getroffenen Versuchsanordnung ist aber

$$ds \cdot \cos \alpha = \text{Const.},$$

$$ds = \frac{\text{Const.}}{\cos \alpha}.$$

Ebenso ist

$$\frac{J \cdot N \cdot d\omega}{4 \pi r^2 k} = \text{Const.}$$

Wir können obige Gleichung demnach in der Form schreiben,

$$E_\alpha = \text{Const.} \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha} = \text{Const.}$$

d. h. also, bei unserer Versuchsanordnung muß bei Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes die auf das Bolometer fallende Energie für alle Strahlungswinkel dieselbe sein.

Übrigens ersieht man aus Gleichung (1) folgendes: Wenn man einen Fehler von 1 % zuläßt, so genügt bereits ein Wert von $k \cdot D = 4{,}6$, was im Maximum der CO_2-Bande (wo nach Gleichung (3) $k \cong 0{,}1$ ist) einer

Schichtdicke von ca. 46 cm[1]) entsprechen würde, um das Lambertsche Gesetz zu erhalten. Solche Werte von $k \cdot D \geqq 4{,}6$ werden wir im folgenden daher als groß bezeichnen.

II. Es sei die effektive Dicke k . D sehr klein.

Bei der Diskussion dieses Falles waren wir auf S. 7 zu folgender Gleichung gelangt:

$$E_\alpha = \frac{J \cdot N \cdot ds \cdot d\omega \cdot D}{4 \pi r^2}$$

Hier müssen wir wieder setzen

$$ds = \frac{\text{Const.}}{\cos \alpha}$$

Obige Gleichung geht also über in die Form

$$E_\alpha = \frac{C}{\cos \alpha}$$

d. h. die auf den Bolometerstreifen fallende Energie wächst umgekehrt proportional dem Kosinus des Ausstrahlungswinkels.

III. Fall III (k . D von mittlerer Größe) gibt das Strahlungsgesetz für die in vorliegender Arbeit realisierte Strahlung:

$$E_\alpha = C \left(1 - e^{-\frac{k \cdot D}{\cos \alpha}}\right).$$

In Fig. 6 stellt Kurve I den Verlauf der Emission dar für den Fall I, Kurve II den Verlauf für Fall II und Kurve III zeigt den Verlauf der Emission in einem beliebigen aus meinen Messungen (s. Tab. VI) herausgegriffenen Falle ($k \cdot D = 0{,}4$) dar.

Wie wir sehen, liegt die von mir realisierte Strahlung näher an Fall II (k . D sehr klein) als an Fall I. Kurve III muß sich aber der Kurve I immer mehr nähern, je größer wir die effektive Dicke k . D werden lassen. Je „schwärzer" wir also unsere strahlende Schicht machen, um so mehr folgt sie dem Lambertschen Gesetz. Für Kohlensäure tritt dies, wie oben bereits erwähnt, schon bei einer Schichtdicke D von etwa 40 cm ein.

Es wäre interessant, mit einer „schwarzen" Bunsenplatte die oben beschriebenen Versuche zu wiederholen, dann könnte man in der Tat an der Kohlensäurebande von der Mitte bis zum Rande nacheinander alle drei oben diskutierten Fälle beobachten.

b. Wasserdampfstrahlung.

Die Messungen wurden in genau derselben Weise ausgeführt, wie bei der Kohlensäurestrahlung. Auch bei der H_2O-Dampfstrahlung sind die Ausschläge für die Plus- und Minuswinkel so nahe gleich, daß aus ihnen, wie in Tab. XIII, geschehen, unbedenklich die Mittelwerte genommen werden konnten.

---

[1]) Dieser Wert stimmt mit dem von Buchwald auf ganz anderem Wege gefundenen Werte von ca. 40 cm für schwarze CO_2-Strahlung vorzüglich überein.

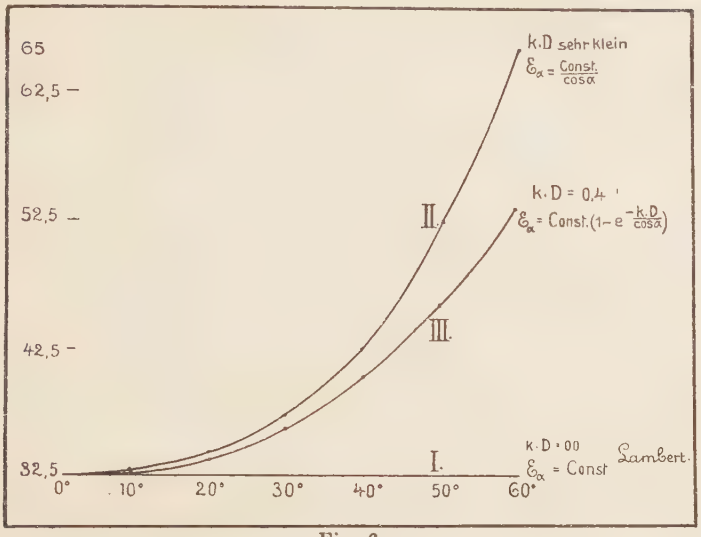


Fig. 6.

Tab. XIII.

10°		20°		30°		40°		50°		60°	
+	−	+	−	+	−	+	−	+	−	+	−
10.7	10.7	10.9	11.3	12.3	12.1	13.6	13.7	15.7	15.9	19.7	20.1
10.7		11.1		12.2		13.6		15.8		19.9	

Die Berechnung ist prinzipiell dieselbe wie bei der Kohlensäurestrahlung, weshalb ich Einzelheiten hier nicht anführe. In den Tab. XIV bis XIX sind die für einige Stellen der Wasserdampfbande gemessenen Werte neben die mit Hilfe der Gleichung (2a) berechneten Werte gestellt.

Tab. XIV. 250° 23'.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.85	—	—
50°	1.50	1.49	0.01
40°	1.26	1.27	0.01
30°	1.15	1.15	0.00
20°	1.03	1.06	0.03
10°	1.03	1.02	0.01

Selbstabsorption 15 %.

Tab. XV. 250° 22′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.85	—	—
50°	1.50	1.49	0.01
40°	1.27	1.27	0.00
30°	1.14	1.15	0.01
20°	1.07	1.06	0.01
10°	1.04	1.02	0.02

Selbstabsorption 15 %.

Tab. XVI. 250° 19′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.87	—	—
50°	1.48	1.50	0.02
40°	1.26	1.27	0.01
30°	1.14	1.14	0.00
20°	1.07	1.06	0.01
10°	1.03	1.01	0.02

Selbstabsorption 13 %.

Tab. XVII. 250° 17′ 30″.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.89	—	—
50°		1.51	—
40°	1.28	1.28	0.00
30°	1.13	1.15	0.02
20°	1.07	1.06	0.01
10°	1.02	1.01	0.01

Selbstabsorption 11 %.

Tab. XVIII. 250° 15′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.91	—	—
50°	1.52	1.52	0.00
40°	1.31	1.29	0.02
30°	1.17	1.15	0.02
20°	1.07	1.06	0.01
10°	1.03	1.01	0.02

Selbstabsorption 9 %.

Tab. XIX. 250° 25′.

α	E_α/E_0		
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.87	—	—
50°	1.47	1.50	0.03
40°	1.25	1.27	0.02
30°	1.15	1.14	0.01
20°	1.08	1.06	0.02
10°	1.03	1.01	0.02

Selbstabsorption 13 %.

Aus den Tabellen sehen wir, daß auch in der H_2O-Dampfbande die Theorie in guter Übereinstimmung mit dem Experiment steht, wenngleich die Messungen infolge der geringen Intensität der H_2O-Dampfbande nicht mit derselben großen Genauigkeit wie bei der Kohlensäure durchzuführen waren.

Auch hier ist es interessant, aus den vorliegenden Messungen die ungefähre Größe des Absorptionskoeffizienten zu berechnen.

Es ergibt sich im Maximum der H_2O-Dampfbande $k \cdot D \cong 0{,}16$. Da $D \cong 4$ cm ist, so ist $k \cong 0{,}04$. Damit Wasserdampf „schwarz“ strahlt; ist, wie oben ausgeführt, eine effektive Dicke $k \cdot D = 4{,}6$ notwendig, woraus unter Benutzung des obigen Wertes von k sich eine Schichtlänge von rund 120 cm ergibt, was mit den experimentellen Ergebnissen von Buchwald vortrefflich übereinstimmt.

In den Tabellen ist jedesmal unten das aus den Emissionswerten $\frac{E_{60}}{E_0}$ nach Gleichung (4) berechnete Absorptionsvermögen angeführt, das wir, da es den von der Bunsenplatte absorbierten Bruchteil der Eigenstrahlung angibt, kurz mit Selbstabsorption bezeichnen wollen.

Das Absorptionsvermögen der Bunsenplatte läßt sich aber noch auf eine andere Art bestimmen. Über die diesbezüglichen Messungen und Resultate soll im folgenden Teile der Arbeit berichtet werden.

Bestimmung des Absorptionsvermögens der Bunsenplatte auf direktem Wege.

a. Absorptionsvermögen in der CO_2-Bande der Bunsenplatte.

Die in Fig. 2 dargestellte Versuchsanordnung wurde in folgender Weise erweitert: Bei N wurde in der Brennebene des vorderseitig versilberten Hohlspiegels H_2 eine Nernstlampe so justiert, daß von dem vertikalen leuchtenden Faden ein scharfes Bild auf dem Kollimatorspalt des Spektrometers entworfen wurde. Die von H_2 ausgehenden parallelen Strahlen durchsetzen dann die Bunsenplatte und nehmen auf ihrem weiteren Wege denselben Verlauf wie die von der Platte emittierte Strahlung.

Im Folgenden bedeutet

E_B —— Strahlung der Bunsenplatte allein,
E_N —— „ „ Nernstplatte allein,
E_{B+N} — „ „ Bunsenplatte + Nernstlampe.

Dann ist das Absorptionsvermögen der Bunsenplatte in Prozenten:

$$A_B = 100 . \frac{E_B + E_N - E_{B+N}}{E_N} .$$

Auf diese Weise bestimmte ich zunächst

a. das Absorptionsvermögen der Bunsenplatte für verschiedene Wellenlängen der CO_2-Bande.

Die Resultate dieser Messungsreihen sind in Tabelle XXII dargestellt. Der besseren Übersicht wegen ist neben diese auf direktem Wege bestimmten Werte des Absorptionsvermögens das aus den Emissionswerten $\frac{E_{60}}{E_B}$ nach Gleichung (2b) berechnete Absorptionsvermögen (Selbstabsorption) gestellt.

Tab. XXII.

Einstellungen des Spektrometers	Absorption	
	berechnet aus E_{60}/E_0	gemessen auf direktem Wege
251° 26′	35 %	17.— %
„ 27′	34 „	14.4 „
„ 24′ 30″	36 „	13.— „
„ 23′ 30″	35 „	8.5 „
„ 22′ 30″	34 „	10.— „
„ 21′ 30″	36 „	11.— „
„ 20′ 30″	30 „	7.— „
„ 16′ 30″	15 „	—
„ 15′	—	2.— „
„ 28′	30 „	14.— „
„ 30′	22 „	—
„ 32′	—	5.— „

Um den Verlauf der so bestimmten Absorption noch leichter zu übersehen, ist in Fig. 7 durch Kurve I der Verlauf der Selbstabsorption dargestellt. Als Abzsissen sind die direkten Spektrometereinstellungen und als Ordinaten die Absorptionen in Prozenten aufgetragen. Kurve II stellt die auf direktem Wege gemessene Absorption dar. Und endlich zeigt zur leichteren Orientierung Kurve III den Verlauf der Emission. (Für Kurve III bedeuten die Ordinaten die Emission der CO_2-Platte direkt in Skalenteilen gemessen.)

Man ersieht aus den Kurven, daß die Absorption der Nernstlampenstrahlung durch die Bunsenplatte einen vollständigen Parallelismus mit der Emissionskurve der Bunsenplatte zeigt, was ja nach den allgemeinen Vorstellungen über Emission und Absorption zu erwarten war; insbesondere liegt das Maximum an derselben Stelle. Die kleine Abweichung beruht auf Versuchsfehlern[1]).

Dagegen weicht die Kurve der Selbstabsorption von der Kurve der Nernstabsorption[2]) in so beträchtlichem Maße ab, daß eine genaue Diskussion darüber erforderlich wird, was diese Kurven eigentlich aussagen.

b. Diskussion der durch die CO_2 der Zimmerluft bedingten Fehler.

Es ist eine bekannte Tatsache, die von Paschen ausdrücklich bei seinen Messungen in der Diskussion mit Ångström hervorgehoben wurde, daß bei Absorptionsmessungen der Umstand berücksichtigt werden muß,

[1]) vgl. auch p. 12 ff.

[2]) Der Abkürzung wegen sei mir diese an sich wenig schöne Wortbildung gestattet.

daß die Kohlensäure der Zimmerluft gleichfalls absorbiert. Es handelt sich also hier darum, zu entscheiden, in welcher Weise die drei Kurven (Emissionskurve, Selbstabsorptionskurve und Nernstabsorptionskurve) durch diesen Fehler beeinflußt werden.

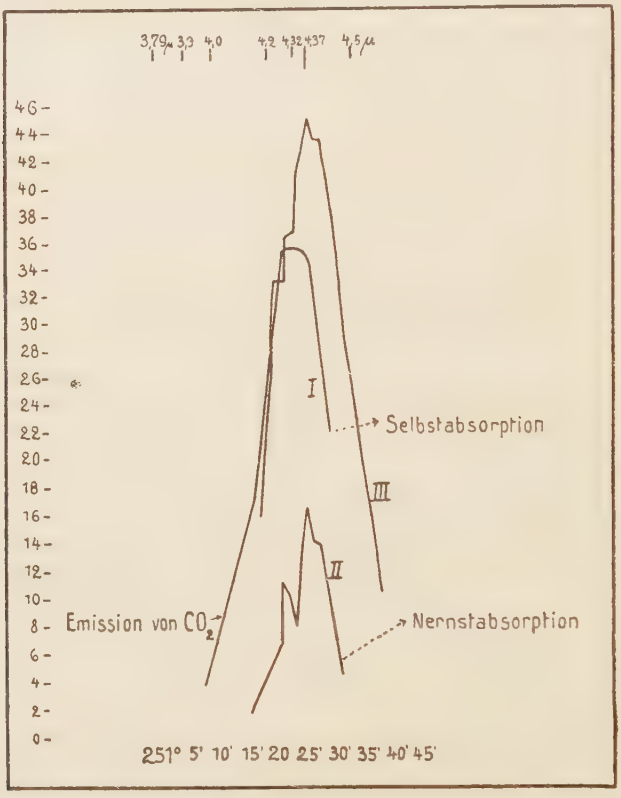


Fig. 7.

1. Am einfachsten gestaltet sich die Diskussion bei der Kurve der Selbstabsorption. Denn diese wird bestimmt durch das Verhältnis zweier gleichartiger Emissionsmessungen $\frac{E_{60}}{E_0}$. Die wahren Werte von E_{60} und E_0 (für eine bestimmte Wellenlänge z. B. für das Maximum der CO_2-Bande) würde man erhalten, wenn die Zimmerluft frei von CO_2 wäre. Bezeichnet man das Absorptionsvermögen der CO_2 der Zimmerluft für dieselbe Wellenlänge mit α_λ, so gelangt an das Bolometer statt des wahren Betrages E_{60} der Betrag $E_{60}\ (1 - \alpha_\lambda)$ und entsprechend $E_0\ (1 - \alpha_\lambda)$.

Das Verhältnis beider Werte also ist unabhängig von der Absorption der CO_2 der Zimmerluft.

Gerade hierin scheint mir die Bedeutung der hier angewandten Methode für Absorptionsmessungen zu liegen, da, wie wir gleich sehen werden, bei den übrigen Methoden die CO_2 der Zimmerluft eine keineswegs ohne weiteres zu vernachlässigende Fehlerquelle bildet. Wir erhalten also das Resultat, daß die Selbstabsorptionskurve von diesem Fehler jedenfalls frei ist.

2. Betrachten wir nun die Emissionskurve, so ist nach dem Vorhergesagten leicht zu ersehen, daß die von mir wiedergegebene Emissionskurve gar nicht die wirklichen Emissionswerte wiedergibt, sondern Werte $E_\lambda (1 - \alpha_\lambda)$. Die gemessene Kurve fällt also für alle Wellenlängen, bei denen α_λ von 0 verschieden ist, zu niedrig aus, aber da α_λ eine Funktion der Wellenlänge ist, nicht für alle Punkte im gleichen Verhältnis zu niedrig. Um die wirkliche Emissionskurve zu erhalten, müßte man durch eine gesonderte Bestimmung das Absorptionsvermögen α_λ der Luft als Funktion der Wellenlänge bestimmen und die von mir gemessenen Ordinaten nach der obigen Formel erhöhen.

Ganz allgemein kann man sagen, daß das Resultat dieser Veränderung das sein würde, die Emissionskurve schlanker und steiler zu machen und das Maximum der Emissionskurve ein wenig zu verschieben, falls das Absorptionsmaximum der kalten CO_2 nicht mit dem Emissionsmaximum der auf ca. 1800° erhitzten CO_2 zusammenfällt.

c. Ähnliche Überlegungen sind für die Kurve der Nernstabsorption anzustellen.

Nach Definition ist die Nernstabsorption gefunden durch die Gleichung

$$A_N = \frac{E_B + E_N - E_{B+N}}{E_N}$$

die aber natürlich nur gilt, wenn von der CO_2 der Zimmerluft abgesehen wird. Man muß fragen, wie wird dieser Wert verändert, wenn (was ja bei meinen Versuchen der Fall war) noch die absorbierende Wirkung der Zimmerluft hinzutritt. Man sieht zunächst, daß an Stelle von E_N der Ausdruck $E_N (1 - \alpha_\lambda)$ tritt[1]). E_B wird in derselben Weise verändert in $E_B (1 - \alpha_\lambda)$, dagegen müßte E_{B+N} ersetzt werden durch den Ausdruck

$$E_N \cdot (1 - \alpha_\lambda) \cdot (1 - A_\lambda) + E_B \cdot (1 - \alpha_\lambda),$$

wo A_λ das Absorptionsvermögen der Bunsenplatte bedeutet.

Setzt man diese Werte ein, so hebt sich überall $(1 - \alpha_\lambda)$ heraus und man würde auch aus der Formel, unabhängig von der Zimmerluft, wie es scheint, den richtigen Wert für die Absorption erhalten.

[1]) Wo α_λ das Absorptionsvermögen der Zimmerluft vom Orte des Brenners aus bis zum Bolometer bedeutet. E_N sei der Betrag der Nernstlampenstrahlung an der Stelle kurz vor ihrem Durchgange durch den Brenner.

Diese Überlegung ist aber nicht zulässig, denn sie trifft nur zu, wenn das Licht, das auf das Bolometer fällt, homogen ist. Hat man dagegen „falsches" Licht, d. h. Licht von noch anderer Wellenlänge auf dem Bolometerstreifen oder hat (was auf dasselbe herauskommt) die CO_2-Bande feine Maxima und Minima der Intensität, die der Auflösung wegen der zu großen Breite des Bolometers bei direkter Messung entgehen, so kann man die obigen Ansätze nicht mehr machen, sondern muß, wie Paschen gezeigt und in einer ausführlichen Diskussion mit Ångström begründet hat, etwas anders verfahren, um angenäherte Absorptionswerte A_λ zu finden. Die Korrektion, die man zu diesem Zwecke anbringen muß, ist aber relativ geringfügig, wie auch Paschen[1]) hervorhebt. Es handelt sich nur um eine Differenz von einigen Prozenten, um die die von mir gemessenen Absorptionswerte erhöht werden müßten.

Um diese Korrektion anbringen zu können, muß man die Intensitätskurve des Nerstbrenners an der fraglichen Stelle kennen, wie sie wäre, wenn die gesamte Kohlensäure der Zimmerluft fortgeschafft wäre. Ich habe darauf verzichtet, die Korrektion anzubringen, weil sie, wie gesagt, geringfügig ist und daher die ungeheuere Diskrepanz zwischen der Nernstabsorptionskurve und der Selbstabsorptionskurve nicht zu erklären vermag.

c. Erklärung der experimentellen Resultate durch Annahme einer Struktur der Bande.

Als Resultat dieser Diskussion ergibt sich also für uns, daß noch ein anderer Faktor mitwirken muß, der die Differenz zwischen der Selbstabsorptions- und Nernstabsorptionskurve hervorbringt.

Es liegt natürlich nahe, an die zuerst wohl von Clemens Schaefer[1]) bewiesene Struktur der CO_2-Bande zu denken. Es ist in der Tat leicht zu sehen, daß eine derartige Struktur der CO_2-Bande auf die Kurve der Selbstabsorption viel weniger Einfluß haben kann, wie auf die Kurve der Nernstabsorption. Um die Diskussion leichter führen zu können, wollen wir etwa eine ganz bestimmte Struktur der CO_2-Bande voraussetzen und zwar sollen die schwarzen Linien in Fig. 8 Absorptionslinien sein, wie eine okulare Beobachtung im sichtbaren Spektrum sie ergeben würde. Voraussetzung ist dabei, was ja mit den Tatsachen sicher übereinstimmt, daß der Bolometerstreifen breit gegen den Abstand der einzelnen Linien ist, d. h. also eine große Anzahl von Linien überdeckt.

Wir wollen ferner der Einfachheit halber voraussetzen, daß die strahlende resp. absorbierende CO_2-Schicht so dick ist, daß sie an der Stelle der in Fig. 8

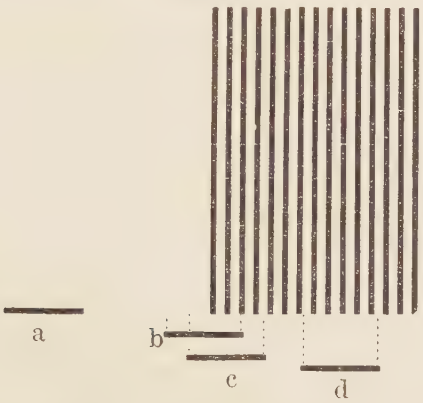
---

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 53, 1894. p. 287 ff.

2) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. IV. Bd. 16. 1905. p. 93 ff.

gezeichneten Linien alles Licht absorbiert, die CO_2 also für diese Wellenlinie „schwarz" strahlt. Wenn wir jetzt uns die Anordnung vergegenwärtigen, die zur Bestimmung der sog. Nernstabsorption dient, so erkennen wir, daß dieselbe sich aus 3 Emissionsmessungen E_N, E_B und E_{B+N} zusammensetzt, die deshalb einzeln besprochen werden müssen.

Fig. 8.



Wegen der kontinuierlichen Strahlung der Nernstlampe wird E_N durch die Breite des Bolometers in relativ geringem Maße beeinflußt, da die Intensitätsänderung auf der Breite des Bolometers bleibt sehr groß ist. Wir dürfen daher den Wert E_N als richtig ansehen.

Wie steht es nun mit dem Werte E_B?

Wäre der Bolometerstreifen feiner als die vorausgesetzte Struktur der CO_2-Bande, so müßte man beim Hindurchführen des Bolometers durch das Spektrum eine Emissionskurve erhalten, die das photographische Negativ der in Fig. 8 gezeichneten Absorptionsbande ist, d. h. man würde unmittelbar neben einander sehr große und sehr kleine Emissionswerte m. a. W., also Emissionslinien haben.

Statt dessen aber bedeckt das Bolometer z. B. in der Stellung d eine größere Anzahl von Streifen und empfängt daher stets, an welche Stelle des Spektrums man es auch bringen möge, von O verschiedene Energiebeträge. Die Emissionskurve wird also sowohl verbreitert als verflacht und die Struktur verschwindet.

Ähnliches gilt für die Messung der Größe E_{N+B}, d. h. der Strahlung der Bunsenplatte + der durch sie hindurchgegangenen Nernstlampenstrahlung. Die darin enthaltene Strahlung der Bunsenplatte unterliegt der vorher besprochenen Veränderung.

Man würde also mit unendlich schmalem Bolometer, wie es der Voraussetzung entspricht, auch finden, daß die CO_2 an den Stellen ihres Absorptionsmaximums „schwarz" ist. Statt dessen findet man bei breitem

Eolometer stets eine beträchtliche Durchlässigkeit für die Nernstlampenstrahlung, so daß man zu dem scheinbaren Resultate kommt, daß die CO_2 nicht schwarz ist, d. h. ihr Absorptionsvermögen im Mittel geringer ist als es in Wirklichkeit ist.

Ganz anders dagegen ist der Einfluß der Struktur auf dis Selbstabsorption, die bei meinen Versuchen aus dem Verhältnis $\frac{E_{60}}{E_0}$ bestimmt wurde. Es ist ohne weiteres klar, daß die so erhaltene Absorption dieselbe ist, wenn man als Lichtquelle statt eines Nernstbrenners eine andere Bunsenplatte (etwa einen Mékerbrenner) benutzen würde[1]). Der Hauptunterschied dieser letzteren Anordnung gegen die vorhergehende besteht darin, daß nunmehr die Lichtquelle selbst die gleichen Diskontinuitäten besitzt, wie die absorbierende Platte. Man würde daher in diesem Falle auch mit einem breiten Bolometer das experimentelle Resultat erhalten, daß die CO_2 „schwarz" ist, während dies im vorhergehenden Falle nicht zu erreichen war.

Der Grund, daß man für die Selbstabsorption höhere Absorptionswerte erhält — obwohl auch hier natürlich die Struktur verwischt wird — läßt sich auch an der Hand der vorliegenden Methode klar machen, indem nämlich Zähler und Nenner des Verhältnisses $\frac{E_{60}}{E_0}$ durch die Diskontinuität der Bande in gleicher Weise beeinflußt werden. Es darf also nicht Wunder nehmen, wenn bei dieser diskontinuierlichen Struktur der CO_2-Bande die Selbstabsorptionskurve soviel höher liegt als die Kurve der Nernstabsorption.

Daß auch die Form der beiden Kurven (breites Maximum der Selbstabsorption, scharfes Maximum der Nernstabsorption) eine verschiedene ist, hat denselben Grund, und man würde, wenn man die Versuche mit einigen verschieden breiten Bolometerstreifen wiederholte (sowohl Nernst- als auch Selbstabsorption bestimmte) sogar rückwärts daraus Schlüsse auf die Art der Struktur (der Linienanordnung) ziehen können. Hier hätte das keinen Zweck, da ein solcher Schluß bei dem vorliegenden Material nicht eindeutig wäre.

Die in der Nernstabsorptionskurve (Fig. 7) sich zeigende Einbuchtung könnte man in diesem Sinne (unter allem Vorbehalt) so deuten, daß hier eine größere Lücke sich zwischen den Linien befindet. Das braucht sich in der Selbstabsorptionskurve nicht bemerkbar zu machen, da diese Lücke ja für die Emission im Zähler und Nenner gleichmäßig vorkommt. Die Lücke zeigt sich auch angedeutet in einer Unregelmäßigkeit an der-

---

[1]) Derartige Messungen ergaben in der Tat mit großer Genauigkeit das erwartete Resultat

selben Stelle der Emissionskurve, die ja in der Tat mit der Nernstabsorptionskurve vergleichbar ist[2]). Die zwei e angedeutete Unregelmäßigkeit der Emissionskurve deutet vielleicht sogar auf eine weitere größere Lücke d r CO_2-Bande. Daß sie sich in der Nernstabsorptionskurve nicht bemerkbar gemacht hat, liegt daran, daß gerade in diesem Gebiete die einzelnen Messungen weiter von einander entfernt liegen, so daß die Lücke einfach übergangen sein kann.

d. Zeemaneffekt im Bandenspektrum der Bunsenplatte.

Ich versuchte, die Diskontinuität der Bande noch auf eine weitere Art zu erweisen.

Wenn ich die Kohlensäurestrahlung in ein Magnetfeld bringe, so werden bei einer gewissen Stärke des Feldes die einzelnen Linien aufgespalten und füllen die Lücken nunmehr zum Teil aus. Messe ich nun die Absorption der Nernstlampenstrahlung, so werde ich jedenfalls einen anderen Wert erhalten als ohne Magnetfeld. Vom Standpunkte des Energieprinzipes ist dagegen nichts einzuwenden. Die Absorption wird größer, wenn der Bolometerstreifen zum größten Teile eine Lücke erfüllt. Denn dann kann der Fall eintreten, daß von einer benachbarten Linie, die außerhalb des Bolometerstreifens lag, doch einige der Komponenten in die Lücke fallen und dadurch die Absorption erhöhen. Der Wert wird kleiner, wenn der Bolometerstreifen in der Hauptsache eine Linie bedeckt. Denn nun können bei Erregung des Magnetfeldes die einzelnen Komponenten außerhalb des Bolometerstreifens kommen.

Ich habe unter möglichst sorgfältiger Beseitigung der in Betracht kommenden Fehlerquellen eine ganze Reihe diesbezüglicher Messungen mit sehr starken Magnetfeldern angestellt und zwar besonders in der durch die Absorptionsmessungen aufgefundenen Hauptlücke der CO_2-Bande, und habe auch den erwarteten Effekt erhalten. Er war allerdings sehr gering (2—3 % Änderung der Absorption), was ich auch von vornherein erwartete. Denn bei der geringen Breite der Lücke überdeckt der Bolometerstreifen natürlich immer mehrere Linien und Zwischenräume, so daß die relative Vermehrung oder Verminderung absorbierender Linien natürlich nur sehr gering sein wird. Ich habe daher meine Messungen abgebrochen, habe aber die Überzeugung gewonnen, daß man bei Anwendung größerer Dis-

---

2) Nachdem ich diesen Teil meiner Arbeit längst abgeschlossen hatte, finde ich eine Bestätigung dieses Resultates meiner Messungen in einer Arbeit von Aug. Trowbridge und R. W. Wood, Physik. Zeitschrift 1910, in der die Verfasser gelegentlich ihrer Untersuchungen über die „Gestalt der Ritzen und Verteilung der Energie bei Beugungsgittern" finden, daß die CO_2-Bande in der Emission „breit und deutlich in der Mitte in eine doppelte Bande aufgelöst" erscheint.

persion[1]) und eventuell eines feineren Bolometerstreifens einen größeren Effekt wird erzielen können.

Ähnlich wie in der Kohlensäureband machte ich auch eine

e. Bestimmung der Absorption auf direktem Wege in der H_2O-Dampfbande.

Die Messungen nahmen genau denselben Verlauf wie die in der CO_2-Bande. Auch hier beschränkte ich mich nicht auf das Maximum, sondern ging an verschiedene Stellen der Bande. Die Messungsresultate sind in der folgenden Tabelle niedergelegt. Zur besseren Übersicht ist die aus dem Verhältnis der Emissionswerte $\frac{E_{60}}{E_0}$ berechnete Absorption (Selbstabsorption) danebengestellt.

Einstellungen des Spektrometers	Absorption	
	berechnet aus E_{60}/E_0	gemessen auf direktem Wege
250° 23′	15 %	4 %
250° 22′	15 %	3.2 %
250° 19′	13 %	2 %
250° 17′ 30″	11 %	—
250° 15′	9 %	1.6 %
250° 25′	13 %	2.7 %

Fig. 9 stellt in analoger Weise, wie bei CO_2 die Resultate an der H_2O-Dampfbande graphisch dar.

Aus der Diskrepanz des auf direktem Wege bestimmten Absorptionsvermögens und des aus $\frac{E_{60}}{E_0}$ berechneten, schließe ich in derselben Weise wie bei der CO_2-Bande, daß auch die Wasserdampfbande nicht kontinuierlich ist, sondern sich aus einer Reihe einzelner Linien zusammensetzt. Ich möchte aber besonders hervorheben, daß hier bei der geringen Intensität der Strahlung die einzelnen Messungen sich nicht mit derselben Genauigkeit durchführen ließen, wie bei der CO_2-Bande[2]).

Ich habe deshalb soviel Mühe auf Beweise für die Diskontinuität der CO_2 und H_2O-Dampfbande gelegt, weil noch in jüngster Zeit Eva von

[1]) Sehr viel Erfolg verheißend erscheinen mir in dieser Beziehung die in der oben zitierten Arbeit von Trowbridge und Wood beschriebenen „Echelettegitter" von Wood zu sein.

[2]) Ob aus der unregelmäßigen Form der Nernstabsorptionskurve auch bei der Wasserdampfbande auf eine oder mehrere Hauptlücken geschlossen werden darf, mag dahin gestellt bleiben.

Bahr[1]) (eine Schülerin Ångströms) den Standpunkt vertritt, daß die CO_2-Bande kontinuierlich ist.

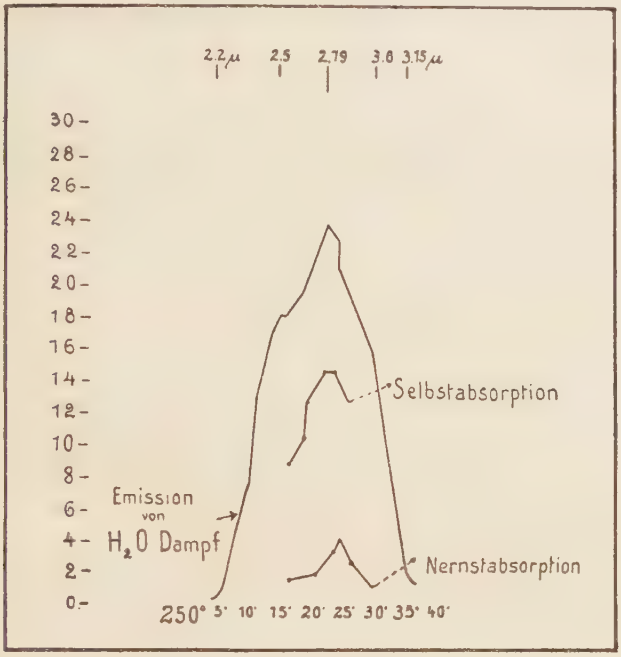


Fig. 9.

f. Über die Abhängigkeit der Strahlung einiger fester Körper vom Ausstrahlungswinkel.

Zum Schluß sei noch über einige Versuche berichtet, die dazu dienen sollten, Aufschluß zu geben über die Abhänigkeit der Strahlung fester Körper vom Ausstrahlungswinkel.

Es wurden Messungen ausgeführt an einer ca. 3 mm dicken, 10.4 cm großen Platte aus amorphem SiO_2. Die Platte wurde in der nicht leuchtenden Flamme des zu meinen früheren Messungen benutzten Mékerbrenners zum Glühen gebracht. Im übrigen war die Versuchsanordnung gegen die in Teil 1 und 2 beschriebene unverändert geblieben.

Indem die Messungen nur an den Stellen des Spektrums angestellt wurden, an denen der Mékerbrenner keine Eigenstrahlung hat (also außerhalb der CO_2 und H_2O-Dampfbande), war man unabhängig von der Strahlung des Brenners.

Trotz der spektralen Zerlegung war die auf das Bolometer fallende Energie so groß, daß die Emissionsmessungen mit befriedigender Genauigkeit ausgeführt werden konnten.

Es wurde die Emission an geeigneten Stellen des Spektrums von 2 bis 7 μ bestimmt.

[1]) Eva von Bahr, Inaug.-Diss. Uppsala 1908. Ann. d. Phys. (4.) 29. p. 780, 1909.

Im Anschluß an die in Teil 1 angestellten Überlegungen war zu erwarten, daß das Verhältnis E_{60}/E_0 der Emission sich immer mehr dem Werte 1 nähert, je mehr man in das ultrarote Gebiet hineinkommt, da der Quarz für längere Wellen immer mehr absorbiert, d. h. also für die betreffenden Wellenlängen immer schwärzer wird: seine Strahlung also immer mehr gemäß dem Lambertschen Gesetze vor sich gehen muß. In Fig. 10 ist eine der ausgeführten Messungsreihen dargestellt und zwar sind als Abszissen die Wellenlängen und als Ordinaten das Verhältnis der Emissionswerte $\frac{E_{60}}{E_0} = 1 + e^{-k.D}$ aufgetragen.

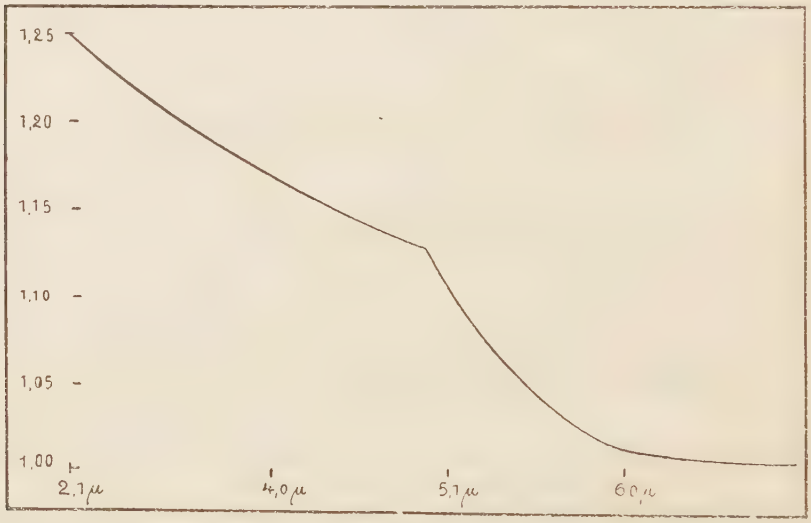


Fig. 10.

Die Kurve zeigt den erwarteten Verlauf, indem sich der Ausdruck $1 + e^{-k.D}$ mit wachsender Wellenlänge immer mehr der Einheit nähert.

Berechnet man aus den Ordinaten nach der in Teil 1 für strahlende Gase angegebenen Gleichung die zu den verschiedenen Wellenlängen gehörigen Absorptionen

$$A = 100 \cdot (1 - e^{-k.D})$$

so sieht man, daß bei ca. 2 μ, wo man eine Absorption von 75 % erhält, die Abweichung der Strahlung vom Lambertschen Gesetze 25 % beträgt; bei ca. 5 μ (Absorption 88 %) beträgt die Abweichung 12 %, während von ca. 6 μ ab (100 % Absorption) die Strahlung ganz nach dem Lambertschen Gesetze verläuft.

Bei einigen Wellenlängen wurde die Strahlung auch noch für verschiedene zwischen 60° und 0° liegende Winkel gemessen. Die so gefundenen Werte wurden mit den nach Gleichung (2a) mit Hilfe von $\frac{E_{60}}{E_0}$ berechneten Werten verglichen. Dabei ergaben sich Differenzen zwischen

beobachteten und berechneten Werten von ungefähr 5 %. Diese Differenzen können durch Beobachtungsfehler nicht erklärt werden. Es ist also fraglich, ob für die Quarzplatte Gleichung (1) noch anwendbar ist. Man darf hier die im Innern der Platte erfolgende Reflexion nicht mehr vernachlässigen. Außerdem muß man der Brechung beim Übergange der Strahlen aus der Platte in Luft Rechnung tragen[1]).

Gleichung (1) wurde in diesem Sinne erweitert, doch bot ein unmittelbarer Vergleich der Theorie mit dem Experiment wegen der Bestimmung einiger Konstanten so große Schwierigkeiten, daß die Arbeit bei der Unvollständigkeit des vorliegenden Materiales nicht gelohnt haben würde.

Aufklärung über diese Fragen ist erst von weiteren experimentellen Untersuchungen zu erwarten.

Auch für eine Reihe von Glasplatten wurde die Abhängigkeit der Ausstrahlung vom Strahlungswinkel bestimmt.

Es bietet große Schwierigkeiten, Glasplatten so hoch zu erhitzen, daß sie Energie genug ausstrahlen, ohne daß beträchtliche Fehlerquellen auftreten.

Die Verwendung eines Leslieschen Würfels, der zunächst passend scheint, ist deshalb nicht angängig, weil man auf diesem Wege nicht die Strahlung der Platte allein erhält, sondern noch die des dahinter liegenden Heizkastens.

Versuche, die Glasplatten durch Bestrahlung mit dem großen Mékerbrenner zu erhitzen, scheiterten deshalb, weil hierbei infolge der einseitigen Erwärmung die Platten sich krümmten.

Auch mit der durch einen Hohlspiegel parallel gemachten Strahlung einer Kohlebogenlampe gelang es nicht, die Platten auf eine brauchbare Emission zu erhitzen. Erst nach diesen vergeblichen Versuchen wurde mir die von Gustav Magnus[2]) angegebene ebenso einfache wie sinnreiche Heizvorrichtung bekannt. Allerdings muß man bei dieser Methode wegen der zu geringen Intensität der strahlenden Platte auf spektrale Zerlegung des Lichtes verzichten. Um einen wenigstens einigermaßen beschränkten Wellenlängenbezirk zu erhalten, für den die Platte einen Absorptionskoeffizienten von mittlerer Größe hat, filtrierte ich (auf Anraten von Herrn Prof. E. Pringsheim) die Strahlung durch eine zweite, dicht vor das Meßinstrument gestellte kalte Glasplatte. Dabei konnte ich das unbequeme Bolometer durch die bei weitem leichter zu handhabende Thermosäule ersetzen. Als solche wurde eine Rubenssche lineare Thermosäule verwendet.

Auf diese Weise wurde zunächst die Strahlung einer ganz rauhen, im Sandstrahlgebläse mattierten Glasplatte untersucht.

---

1) cf. W. Uljanin, Ann. d. Phys. 62. 528. 1897.

2) G. Magnus, Ann. d. Phys. 139, 1870 p. 431.

Das Verhältnis $\frac{E_{60}}{E_0}$ ergab den Wert 1.

Die Platte ist also für den in Betracht kommenden Wellenlängenbezirk „weiß“[1]). Ihre Strahlung erfolgt ganz dem Lambertschen Gesetz gemäß, in Übereinstimmung mit den in der Einleitung p. 3 erwähnten Versuchen von Wright.

Ganz anders verhielt sich eine ca. 1 cm dicke gewöhnliche Glasplatte mit glatter Oberfläche.

Das Verhältnis $\frac{E_{60}}{E_0}$ war hier gleich 1,12. Die Strahlung zeigt also eine Abweichung von 12 % vom Lambertschen Gesetz.

Eingehend wurde auch noch eine 0,2 mm dicke Glasplatte untersucht.

In der folgenden Tabelle sind in Rubrik 1 die aus den gemessenen Emissionen sich ergebenden Werte $E\alpha/E_0$ angeführt. Rubrik 2 stellt die nach Gleichung (1) und (2a) berechneten Werte dar.

α	E_α/E_0 1	2	
	beobachtet	berechnet	Differenz
60°	1.70	—	—
50°	1.50	1.42	0.08
40°	1.34	1.24	0.10
30°	1.28	1.13	0.15
20°	1.15	1.03	0.12
10°	1.07	1.01	0.06

Wie man sieht, sind die Abweichungen zwischen berechneten und beobachteten Werten so groß, daß sich hieraus mit noch größerer Deutlichkeit wie bei der Quarzplatte ergibt, daß für derartige Strahler Gleichung (1) in der oben angedeuteten Weise erweitert werden muß. Allerdings ist bei der Beurteilung der Abweichung noch in Betracht zu ziehen, daß bei der Glasplatte die Strahlung nicht monochromatisch war.

Falls es gelingen sollte, eine exakte Ausstrahlungsformel auch für feste Körper zu finden, so wäre damit zugleich eine bequeme Methode gefunden, um auch für feste Körper Extinktionskoeffizienten zu bestimmen.

Als Resultat der vorliegenden Arbeit möchte ich folgendes bezeichnen:

1. Die von Lummer und Reiche angegebene Formel für die Abhängigkeit der Strahlung von Gasen vom Ausstrahlungswinkel wurde

[1]) vgl. M. Planck, l. c. § 10.

an der Kohlensäure- und Wasserdampfbande einer nicht leuchtenden Bunsenflamme (Bunsenplatte) geprüft und in einem weiten untersuchten Bereiche (mittlere Werte der „effektiven Dicke“ k . D) als gültig bestätigt.

2. Aus Emissionsmessungen bei 60^0 und 0^0 wurde die Absorption (Selbstabsorption) für eine Reihe verschiedener Wellenlängen der CO_2 und H_2O Dampfstrahlung berechnet.

3. Die Absorption von CO_2 und H_2O-Dampf wurde auch auf direktem Wege bestimmt. Aus der Diskrepanz dieser Werte mit den unter 2. berechneten wurde gefolgert, daß sowohl die Kohlensäure- als auch die Wasserdampf„bande“ strukturiert ist. Und zwar bestehen die „Banden“ sehr wahrscheinlich aus einer großen Zahl feiner eng nebeneinander liegender Linien.

Es ergab sich, daß die CO_2-Bande, abgesehen von der feineren Struktur aus, in der Hauptsache zwei durch eine breitere Lücke getrennten Emissionsmaximis besteht.

4. Aus Messungen an einer Platte aus amorphem SiO_2 und an mehreren Glasplatten ergab sich, daß die für Gase gültige Formel bei Anwendung auf feste Körper erweitert werden muß.

Lebenslauf.

Gustav Gross. Ich wurde geboren am 13. September 1883 in Fürstenberg a./O. als Sohn des Ackerbürgers Ferdinand Gross.

Von meinem siebenten bis vierzehnten Lebensjahre besuchte ich die Volksschule in Breslau. Von da ab das Gymnasium und Realgymnasium zum heiligen Geist (Reformschule) Breslau, das ich Ostern 1904 mit dem Reifezeugnis verließ, um an hiesiger Universität Naturwissenschaften zu studieren. Das Sommersemester 1906 verbrachte ich in München dank der Güte von Herrn Geheimen Kommerzienrat G. Haase.

Vom Herbst 1907 ab studierte ich dann in Breslau.

Von April 1908 bis April 1909 war ich Privatassistent von Herrn Professor Lummer. Seit April 1909 bin ich Hilfsassistent am Physikalischen Institut der Universität.

Ich hörte Vorlesungen und Übungen folgender Herren:

Donle, Graetz, Lipps, Roentgen in München;
Abegg†, Baumgartner, Freudenthal†, Herz, Hintze, Kneser, Kükenthal, Alb. Ladenburg, Rud. Ladenburg, Landsberg, Lummer, O. E. Meyer†, Muther†, Pax sen., Pringsheim, Rosanes, Rosen, Sachs, Sackur, Cl. Schaefer, Storch, Thilenius, Waetzmann in Breslau.

Herr Prof. Cl. Schaefer hat in zahlreichen Unterhaltungen mich die Probleme der Physik kennen gelehrt. Ich fühle mich ihm zu großem Danke verpflichtet.

Herrn Dr. F. Reiche danke ich für das lebhafte Interesse, das er dem Fortschreiten meiner Arbeit stets entgegengebracht hat.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau angefertigt. Seinem Leiter, meinem hochverehrten Lehrer Herrn Professor Dr. O. Lummer, bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und vor allem für das große persönliche Wohlwollen, das er mir stets entgegenbringt, zu dauerndem herzlichen Danke verpflichtet.